

упорядоченным множеством. Во-вторых, световые поля в виде областей содержат фазовые сингулярности обоих знаков и не являются структурно устойчивыми в зоне Френеля. В связи с этим синтез соответствующих фазовых элементов осложняется рядом факторов: формой области, способом синтеза и т.п.

Сингулярной оптикой в последние годы называют область исследований, касающуюся световых полей с дислокациями волнового фронта, или оптическими вихрями. Поля такого вида, которые формируются и наблюдаются как в линейных, так и в нелинейных оптических средах, являются предметом достаточно интенсивного изучения, поэтому потребность в адекватных теоретических и экспериментальных подходах для исследования полей с оптическими вихрями представляет собой актуальную задачу.

Конечно, с формальной точки зрения, любое когерентное световое поле можно представить в виде суперпозиций известных пучков ЭГ и ЛГ, однако такой подход оказывается неоптимальным для анализа и синтеза полей с фазовыми сингулярностями.

Вихревые световые поля, сохраняющие свою структуру с точностью до масштаба и характера вращения при распространении, или спиральные пучки, которым посвящён раздел 7, являясь своеобразными "вихревыми модами" в классе полей с фазовыми сингулярностями, заслуживают отдельного внимания как объект когерентной оптики.

На наш взгляд, это обусловлено следующими основными причинами. Во-первых, спиральные пучки, несмотря на то что они обладают весьма разнообразной формой распределения интенсивности, описываются явными аналитическими выражениями, что делает их эффективным инструментом исследования закономерностей формирования и преобразования световых полей с фазовыми сингулярностями общего вида.

Во-вторых, имеется прямой аналог спиральным пучкам в квантовой механике — волновые функции заряженной частицы в однородном магнитном поле, а законы преобразования спиральных пучков имеют своё представление в теории когерентных состояний. Вполне возможно, эти аналогии будут взаимно полезны и для квантовой механики, и для оптики. Наконец, возможность гибкого изменения распределений интенсивности спиральных пучков с сохранением их структурной устойчивости при распространении и фокусировке представляет интерес для лазерных технологий, создания специфических атомных ловушек, а ненулевой угловой момент этих пучков открывает новые возможности для манипулирования микрообъектами.

Список литературы

1. Волостников В Г, Препринт № 93 (М.: ФИАН, 1990); Volostnikov V G *J. Sov. Laser Res.* **11** 601 (1990)
2. Абрамочкин Е Г, Волостников В Г *УФН* **174** 1273 (2004) [Abramochkin E G, Volostnikov V G *Phys. Usp.* **47** 1177 (2004)]
3. Абрамочкин Е Г, Волостников В Г *Современная оптика гауссовых пучков* (М.: Физматлит, 2010)
4. Волостников В Г, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Саратов: Саратовский гос. ун-тет, 1997)

PACS numbers: 75.30.-m, 75.50.-y, 81.05.Bx
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201204g.0450

Магнитные материалы на основе интерметаллических соединений

Н.В. Мушников

1. Введение

Интерметаллические соединения переходных f- и d-металлов интересны тем, что в них могут существовать различные по своей природе системы электронов, ответственные за магнетизм: локализованная и коллективизированная. В редкоземельных атомах 4f-электроны пространственно и энергетически локализованы. Взаимодействие орбитального момента с кристаллическим полем решётки обеспечивает высокие значения магнитной анизотропии и магнитострикции. В то же время косвенное обменное взаимодействие между 4f-электронами относительно слабо и температуры магнитного упорядочения редкоземельных металлов низки. В отличие от энергетического спектра 4f-металлов энергетический спектр переходных 3d-металлов имеет квазинепрерывный, зонный характер. Для 3d-металлов группы железа характерны высокие температуры магнитного упорядочения, но небольшая анизотропия. Редкоземельные интерметаллические соединения, которые часто сочетают в себе магнитные параметры, характерные для чистых 4f- и 3d-металлов, могут иметь одновременно высокую температуру упорядочения и гигантскую анизотропию или магнитострикцию. Это обеспечивает возможности их применения в качестве материалов для постоянных магнитов и для магнитного охлаждения, а также магнитострикционных и магниторезистивных материалов.

Магнитные свойства редкоземельных интерметаллидов являются предметом интенсивных исследований с конца 1960-х годов. Пионерские результаты были получены под руководством К.П. Белова в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова. Исследования магнетизма редкоземельных интерметаллидов были инициированы С.В. Вонсовским и Я.С. Шуром в Институте физики металлов (ИФМ) УрО РАН (Екатеринбург) и А.В. Дерягиным в Уральском государственном университете им. А.М. Горького. За прошедшие годы в мире получено огромное количество интересных результатов. Данное сообщение не претендует на то, чтобы показать все достижения в этом обширном разделе физики магнитных явлений. Речь пойдёт лишь о результатах в области магнетизма интерметаллидов, полученных в последнее время преимущественно в ИФМ УрО РАН в тесной кооперации с учёными других научных центров страны и зарубежья.

2. Материалы для постоянных магнитов

Начиная с середины 1970-х гг. все материалы для постоянных магнитов с максимальными значениями удельной магнитной энергии основаны на высокоанизотропных интерметаллических фазах: SmCo_5 , $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ и др. [1]. Наиболее важным для применения

Н.В. Мушников. Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, РФ
E-mail: mushnikov@imp.uran.ru

является сегмент высокоэнергетических постоянных магнитов на основе Nd–Fe–B [2], мировое производство которых составляет около 100 000 т в год. Россия значительно отстаёт от развитых стран по объёмам производства (около 140 т в год) и уровню свойств редкоземельных постоянных магнитов. Типичные значения максимального энергетического произведения $(BH)_{\max}$ постоянных магнитов, произведённых в России, составляют 40 МГс Э, в то время как на мировом рынке доступны постоянные магниты с удельной магнитной энергией 50 МГс Э. Недавно совместными усилиями специалистов ИФМ УрО РАН, Уральского государственного университета, Уральского электромеханического завода и Московского института стали и сплавов была разработана низкокислородная технология получения спечённых постоянных магнитов Nd–Fe–B с использованием быстрозакалённых пластинчатых сплавов. В результате оптимизации основных технологических процессов на промышленном оборудовании получены постоянные магниты с величиной максимального энергетического произведения $(BH)_{\max} \geq 50$ МГс Э, что соответствует характеристикам лучших производимых магнитов и на 25 % превышает характеристики промышленных отечественных аналогов [3]. Между тем максимальное теоретическое значение для фазы Nd₂Fe₁₄B составляет 68 МГс Э, и для развития технологии остаётся значительный резерв. Максимальное теоретическое значение энергетического произведения постоянного магнита определяется намагниченностью. Самой высокой намагниченностью при абсолютном нуле температуры обладает гольмий, для которого теоретическая величина $(BH)_{\max}$ составляет 350 МГс Э. Таким образом, ресурс использования магнитных материалов на основе интерметаллических соединений редкоземельных металлов с металлами группы железа далеко не исчерпан.

Высокотехнологические производства, включая производство компьютерного оборудования, роботов, автомобильной техники и т. д., немыслимы без использования постоянных магнитов. В роторах высокоскоростных гистерезисных двигателей, применяемых в центрифугах, можно использовать лишь механически прочные магнитотвёрдые материалы. В лаборатории ферромагнитных сплавов ИФМ разработан высокопрочный магнитотвёрдый сплав на основе Fe–Cr–Co с нанокристаллической структурой, который по сочетанию функциональных свойств не имеет аналогов в мире. Механические свойства этого сплава близки к свойствам высокопрочных сталей, в то время как магнитные характеристики оптимальны для гистерезисных двигателей [4].

В сплавах Fe–Cr–Co, легированных вольфрамом и галлием, с использованием закалок, отжигов и интенсивной пластической деформации прокаткой сформировано вместо традиционной модулированной структуры состояние многофазного нанокompозита, что позволило получить высокую прочность и пластичность (условный предел текучести до 1500 МПа, относительное удлинение до 6 %). Структура исследована методами ядерного гамма-резонанса, рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии [5, 6]. Установлено, что упрочнение сплава и формирование высококоэрцитивного состояния связаны с распадом однородного твёрдого раствора на основе α -Fe и выделением наноразмерных частиц парамагнитной интерметаллической фазы, обогащённой вольфрамом.

3. Материалы для магнитотепловых приложений

Одним из перспективных приложений магнитных материалов в последнее время считается использование магнетокалорического эффекта для создания холодильных машин [7]. В отличие от механических компрессоров современных холодильников, устройства магнитного охлаждения не шумят, потребляют меньше электроэнергии и являются экологически безопасными. Рабочим телом большинства действующих макетов таких установок является гадолиний. Вместе с тем большой потенциал использования есть у ряда редкоземельных интерметаллидов, таких как La(Fe,Si)₁₃H_x, RCo₂ (R — редкоземельный элемент) и др. Поскольку изменение температуры при размагничивании материала определяется магнитной энтропией, в качестве материалов для магнитных холодильников перспективны соединения с резким температурным изменением намагниченности при температурах, близких к комнатной. Поэтому в последнее время интерес исследователей привлекли соединения со структурными фазовыми переходами при температурах, близких к комнатной, для которых намагниченности различных структурных компонентов существенно различаются. Наиболее широко известными примерами таких соединений являются сплавы Гейслера Ni₂MnGa [8], а также сплавы на основе Gd₅(Si,Ge)₄ [7]. В ИФМ УрО РАН ведутся работы по поиску новых материалов с большим магнетокалорическим эффектом на основе CoMnGe, Ni–Mn–Sn–In и др.

В соединении CoMnGe при температуре 470 К происходит бездиффузионный структурный переход мартенситного типа от высокотемпературной гексагональной структуры типа Ni₂In к низкотемпературной орторомбической фазе типа TiNiSi [9]. Обе структурные модификации ферромагнитны, но их намагниченности и температуры Кюри (T_C) значительно различаются. Варьируя состав в системе (CoMn)_{1-x}Ge, нам удалось получить сплавы, для которых при температурах, близких к температуре ферромагнитного упорядочения, происходит структурный переход из парамагнитной гексагональной фазы в ферромагнитную орторомбическую [10] (рис. 1). Именно для таких составов следует ожидать максимальных магнитотепловых эффектов. Для соединения с $x = 0,02$ переход происходит в области комнатных температур и сопровождается изменением энтропии 33,8 Дж (кг К)⁻¹. Приложение магнитного поля, превышающего пороговое значение 20 кЭ в области структурного перехода, вызывает увеличение относительного объёма орторомбической фазы, имеющей более высокую намагниченность.

Магнитный эффект памяти формы ещё сильнее проявляется в сплавах Ni–Mn–In и Ni–Mn–Sn [11], в которых намагниченности в аустенитной и мартенситной фазах резко различаются. Для сплава Ni₅₀Mn₃₇(Sn_{0,8}In_{0,2})₁₃ в импульсных магнитных полях с длительностью импульса 8 мс удаётся наблюдать индуцированное полем мартенситное превращение (рис. 2) [12]. Критическое поле перехода уменьшается при приближении температуры измерения к температуре спонтанного мартенситного превращения. Как спонтанное, так и индуцированное полем мартенситное превращение сопровождаются значительным изменением электросопротивления, $\Delta R/R \approx -45\%$.

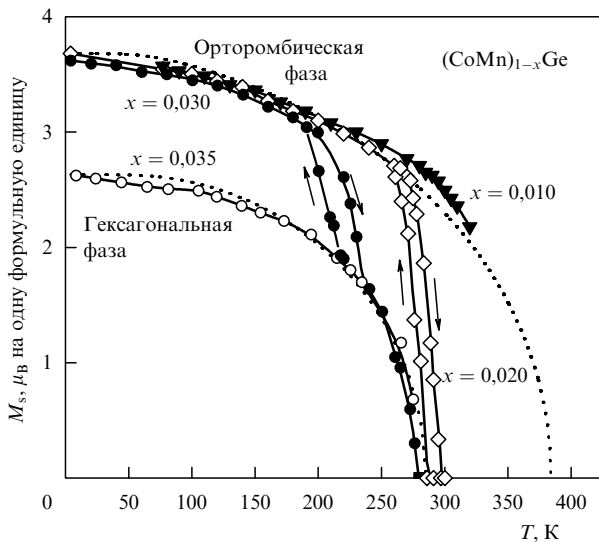


Рис. 1. Температурные зависимости спонтанной намагниченности соединений $(\text{CoMn})_{1-x}\text{Ge}$ с различными x . Пунктирные кривые — расчётные зависимости для гексагональной и орторомбической фаз.

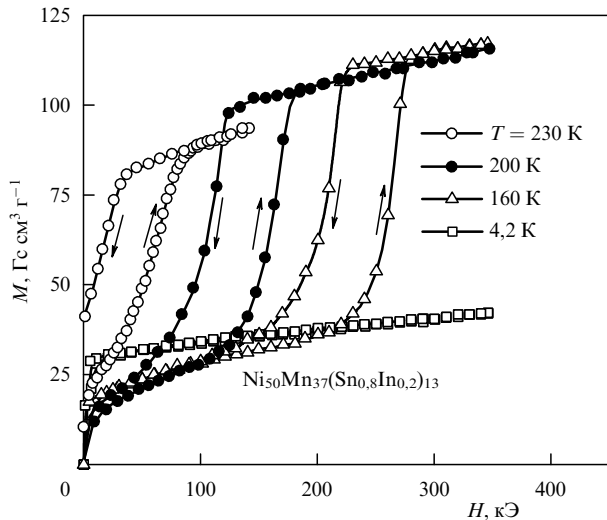


Рис. 2. Кривые намагничивания сплава $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37}(\text{Sn}_{0.8}\text{In}_{0.2})_{13}$, демонстрирующие мартенситное превращение, индуцированное импульсным магнитным полем.

4. Соединения с переменной валентностью и зонные метамагнетики

Если в интерметаллиде два существенно различающихся магнитных состояния имеют близкие энергии, то небольшое воздействие на систему (приложение внешнего поля или давления, изменение температуры, гидрирование или легирование) может привести к кардинальному изменению магнитных и других физических свойств, что представляет интерес для практических приложений.

Свободный ион Yb^{3+} имеет одно незаполненное 4f-электронное состояние и обладает магнитным моментом. Нередко в соединениях вакансии в 4f-электронной оболочке заполняются электронами проводимости и формируется диамагнитное состояние Yb^{2+} . В соединении YbInCu_4 изменение валентности происходит в узком интервале температур в результате изоструктурного фазового перехода 1-го рода [13]. Валентность Yb уменьшается всего лишь на 0,1, но при этом кардинально изменяются магнитная восприимчивость и элект-

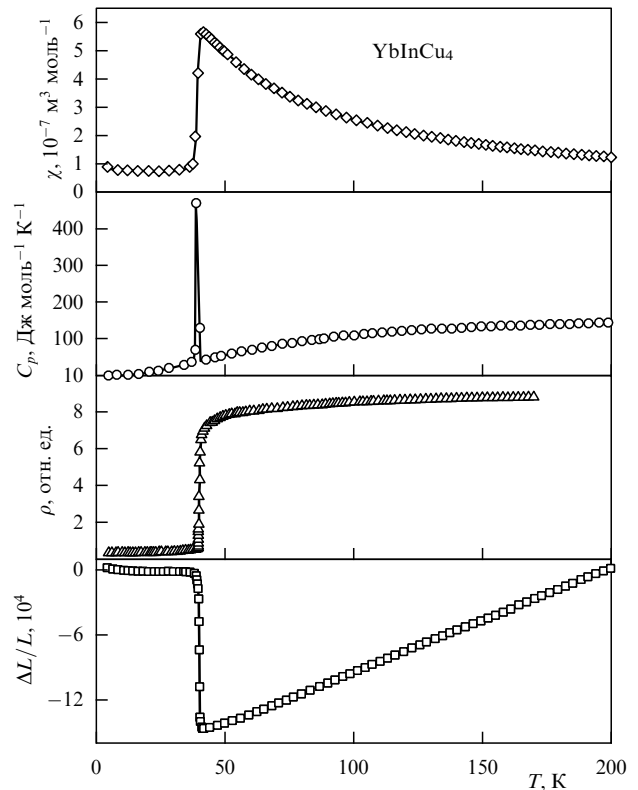


Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ , теплоёмкости C_p электросопротивления ρ и относительного изменения размера образца $\Delta L/L$ YbInCu_4 . Изоструктурный переход с изменением валентности при $T = 40$ К сопровождается резким изменением свойств.

росопротивление, возникает аномалия теплоёмкости и изменяется объём образца (рис. 3). При низких температурах ферми-жидкостное состояние с низкой намагниченностью может быть разрушено приложением магнитного поля.

Нами было исследовано влияние давления и легирования на температуру и поле перехода, магнитную восприимчивость [14], теплоёмкость [15], магнитоstriction [16]. Экспериментально установлено, что за аномалию физических свойств при небольшом изменении валентности в данном соединении ответственно пятикратное изменение коэффициента гибридизации f-электронов с электронами проводимости [17].

В системе коллективизированных электронов ферромагнитное упорядочение возникает при наличии высокой плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми. Если зонная структура соединения такова, что уровень Ферми расположен на крутом спадающем участке кривой плотности состояний, то обменные взаимодействия нестабильны. В этом случае магнитное поле может индуцировать ферромагнетизм в парамагнитном соединении (явление зонного метамагнетизма) [18]. Как правило, для этого необходимо приложение сильных магнитных полей [19, 20]. Соединение YCo_2 , будучи парамагнетиком Паули, переходит в ферромагнитное состояние во внешнем магнитном поле величины 700 кЭ [21]. Введение алюминия уменьшает критическое поле перехода [22]. В соединениях $\text{Y}(\text{Co}, \text{Al})_2$ нами было исследовано в импульсных полях влияние гидростатического давления на критическое поле перехода [23]. Сравнение эффектов легирования, гидрирования и прило-

жения давления позволило разделить вклады в изменение поля перехода, связанные с изменением межатомных расстояний и концентрацией электронов в d -зоне [24].

Соединение $UCoAl$ также обладает признаками зонного метамагнетика [25], однако его свойства сильно отличаются от свойств YCo_2 . Критическое поле перехода в $UCoAl$ не превышает 6 кЭ. Магнитный момент возникает на уране, в то время как кобальт не несёт магнитного момента. Метамагнетизм наблюдается лишь вдоль c -оси, т.е. является анизотропным, в отличие от изотропного метамагнетизма YCo_2 . Задачей исследования, которое выполнялось в тесной кооперации с научными коллективами из Японии и Чехии, являлось выяснение общих закономерностей и отличительных особенностей анизотропного зонного $5f$ -электронного метамагнетизма.

Метамагнитные кривые намагничивания $UCoAl$, измеренные при различных давлениях, были проанализированы в феноменологической теории метамагнитных переходов с использованием магнитного уравнения состояния в виде разложения Ландау по нечётным степеням намагниченности [26]. Из наилучшего совпадения расчётных кривых с экспериментальными были определены коэффициенты Ландау для разных давлений. В теории спиновых флуктуаций эти коэффициенты определяют особенности температурной зависимости магнитной восприимчивости [27]. Численные оценки максимальной магнитной восприимчивости и зависимости критического поля перехода от температуры показали хорошее согласие с расчётными данными, что свидетельствует о применимости теории спиновых флуктуаций к описанию свойств анизотропных зонных метамагнетиков.

К зонным метамагнетикам относят также ферромагнетики, в которых ферромагнетизм исчезает при приложении давления или изменении температуры и возникает метамагнетизм. Такой переход особенно интересен, поскольку в относительно небольших полях резко изменяется намагниченность, а также размер образца и его электропроводность. В $UCoAl$ можно получить ферромагнетизм, заменив лишь 2 % немагнитного кобальта немагнитным железом. С приложением давления выше 0,4 ГПа ферромагнетизм подавляется и наблюдаются метамагнитный переход (рис. 4а) и максимум на температурной зависимости восприимчивости, типичные для $UCoAl$. Исследование этого образца при разных температурах и давлениях позволило построить полную магнитную фазовую диаграмму в плоскости давление – температура [28] (рис. 4б), которая хорошо согласуется с теоретической фазовой диаграммой, полученной для зонного метамагнетика с учётом спиновых флуктуаций [29]. Таким образом, полученные результаты позволяют отнести соединения типа $UCoAl$ к новому классу анизотропных $5f$ -электронных зонных метамагнетиков.

5. Слоистые магнетики

Исследование физических свойств квазидвумерных и многослойных структур является одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений современной физики конденсированных сред. Наиболее распространёнными объектами для изучения обычно служат тонкие многослойные плёнки. В то же время среди интерметаллических соединений имеется ряд объёмных природных аналогов мультислойных структур. К таким соединениям, в частности, относятся интерметаллиды типа

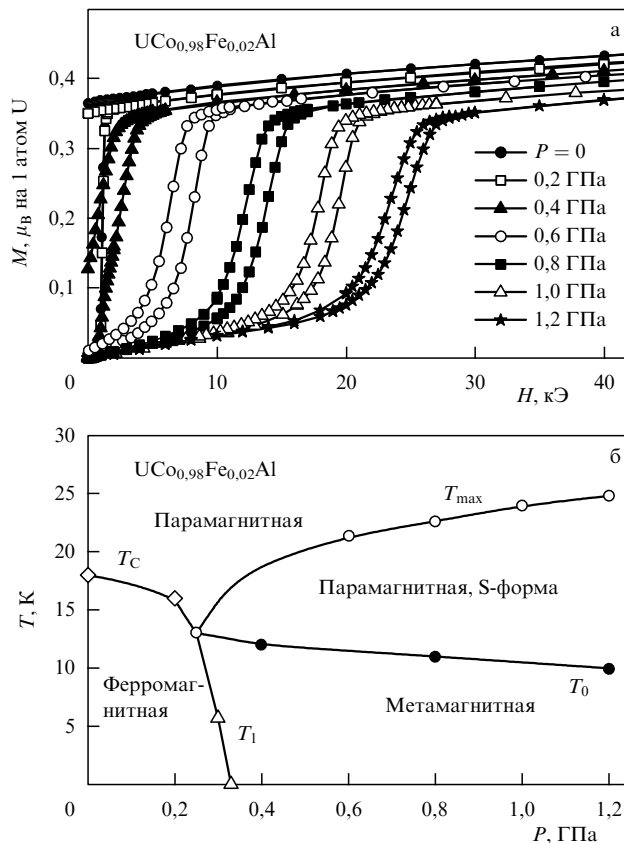


Рис. 4. (а) Петли гистерезиса при температуре 1,5 К, измеренные при различных значениях внешнего гидростатического давления. (б) Магнитная T – P -фазовая диаграмма анизотропного зонного метамагнетика $UCo_{0.98}Fe_{0.02}Al$.

RM_2X_2 и RM_6X_6 (где R — редкоземельный металл, M — $3d$ ($4d$)-переходный металл, X — Si, Sn или Ge). В этих соединениях магнитные атомы образуют слои, отделённые друг от друга слоями немагнитных атомов. Сильное ферромагнитное взаимодействие магнитных атомов внутри слоя обеспечивает высокие значения температур магнитного упорядочения. Поэтому магнитный момент каждого магнитного слоя оказывается макроскопической величиной и может рассматриваться как классический вектор. В то же время ответственным за формирование магнитной структуры материала в целом оказывается относительно слабое и легко регулируемое межслойное взаимодействие.

В интерметаллидах RMn_2X_2 величина и знак межслойного обменного взаимодействия между магнитными моментами атомов марганца, расположенными в соседних слоях, сильно зависят от расстояния между ближайшими атомами марганца в слое и фактически не зависят от межслойного расстояния [30]. В соединениях RMn_2Si_2 максимальное межатомное расстояние Mn–Mn наблюдается для $R = La$, и только в этом соединении возникает ферромагнитное упорядочение. Замещая лантан любым другим редкоземельным металлом, можно плавно уменьшать межатомные расстояния, дестабилизируя ферромагнетизм. В соединении $La_{0.75}Sm_{0.25}Mn_2Si_2$, в котором расстояние Mn–Mn близко к критическому, возникает несколько спонтанных магнитных фазовых переходов, связанных с температурным изменением параметров решётки. Магнитные структуры всех фаз, определённые с помощью дифракции нейтронов [31], показаны на рис. 5. Результаты

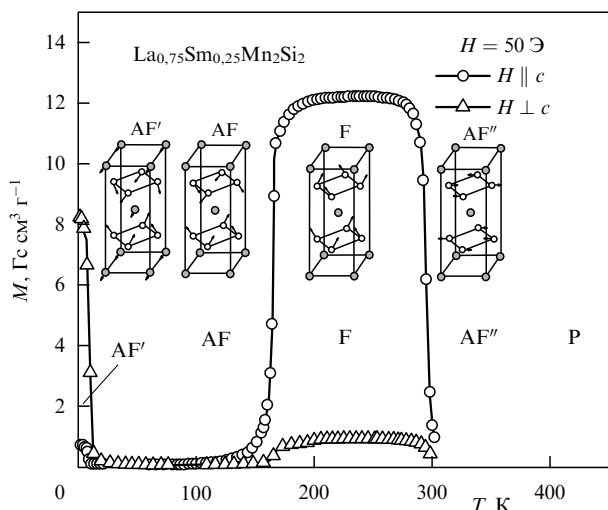


Рис. 5. Температурные зависимости намагниченности в поле величины 50 Э вдоль различных направлений монокристалла. На вставке показаны магнитные структуры, реализующиеся в интерметаллиде $\text{La}_{0.75}\text{Sm}_{0.25}\text{Mn}_2\text{Si}_2$ при различных температурах (AF — антиферромагнитная структура, F — ферромагнитная, P — парамагнитная).

измерения намагниченности на рис. 5 показывают области существования ферромагнитной и антиферромагнитных фаз. Приложение магнитного поля в низкотемпературном антиферромагнитном состоянии индуцирует фазовый переход первого рода антиферромагнетик–ферромагнетик [32]. Переход сопровождается большими изменениями параметров ($\Delta a/a = 1,5 \times 10^{-3}$) и объёма кристаллической решётки, а также магнетосопротивления ($\Delta R/R = -27\%$) [33] (рис. 6). Температуры и критические поля перехода в данных соединениях можно изменять в широких пределах, варьируя соотношение компонентов сплава.

Если межслойные обменные взаимодействия являются дальнедействующими, то в случае конкуренции взаимодействий между ближайшими и следующими за ближайшими слоями может возникнуть спиральная магнитная структура. Особенностью такой структуры, экспериментально обнаруженной в соединении $\text{Y}\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ [34], является наличие двух ветвей спирали, сдвинутых на некоторый угол. Для анализа условий возникновения структур типа двойной плоской спирали с учётом трёх межслойных обменных взаимодействий была разработана теория, которая также использовалась для моделирования процессов намагничивания спиральных структур [35, 36]. Результаты моделирования позволили объяснить экспериментально наблюдаемое скачкообразное изменение намагниченности при приложении магнитного поля в базисной плоскости.

В высокоанизотропных одноосных ферромагнетиках при приложении магнитного поля вдоль направления трудного намагничивания вектор намагниченности обычно плавно поворачивается в направлении поля. Однако в тех случаях, когда угловая зависимость магнитной энергии образца носит немонотонный характер, в некотором критическом поле происходит индуцированный полем спин-переориентационный фазовый переход, сопровождающийся резким изменением намагниченности [37, 38]. В отличие от большинства переходов 1-го рода, такой переход сопровождается малым магнитным гистерезисом, и поэтому он представляет интерес для практических приложений.

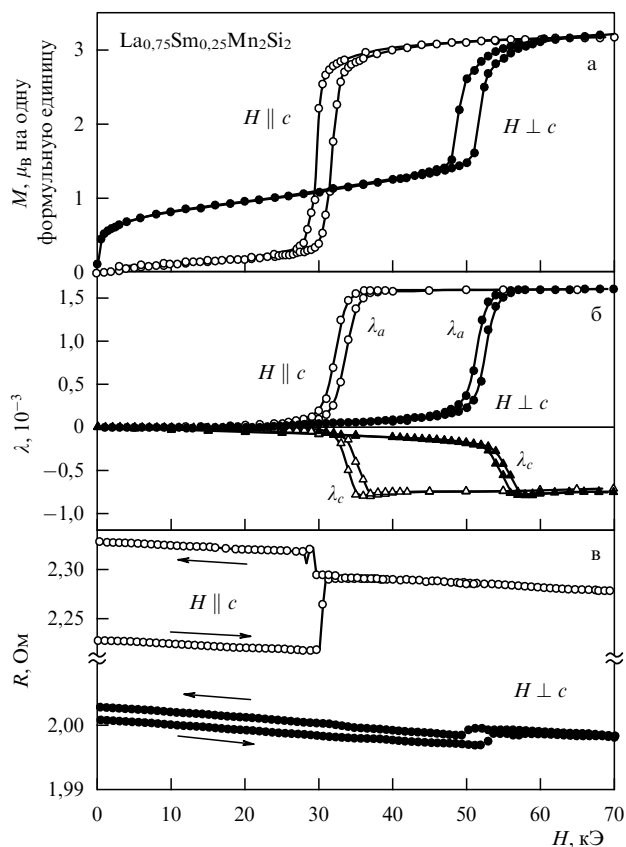


Рис. 6. Полевые зависимости намагниченности M (а), линейной магнетострикции λ (б) и электросопротивления R (в) вдоль различных направлений монокристалла $\text{La}_{0.75}\text{Sm}_{0.25}\text{Mn}_2\text{Si}_2$ при $T = 4,2$ К.

Появление индуцированных магнитным полем фазовых переходов 1-го рода связывают с особенностями магнитной анизотропии соединения: наличием сильных вкладов высокого порядка в разложении энергии анизотропии по направляющим косинусам вектора намагниченности. В соответствии с теорией одноионной анизотропии, чем выше порядок вклада, тем быстрее его величина уменьшается с возрастанием температуры. Поэтому такие переходы, как правило, наблюдаются при низких температурах в сильных магнитных полях. В соединении TbMn_6Sn_6 вследствие конкуренции вкладов в магнитную анизотропию от подрешёток Tb и Mn и наличия спонтанного спин-переориентационного перехода индуцированный магнитным полем фазовый переход 1-го рода происходит в малых полях при температурах, близких к комнатной [39]. Это позволило впервые с использованием магнитной нейтронографии исследовать изменение компонент намагниченности в процессе перехода [40]. При замещении тербия гадолинием в квазитройной системе $\text{Tb}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ формируется неупорядоченный твёрдый раствор в пределах редземельной подрешётки. Это позволяет плавно регулировать магнитную анизотропию и обменные взаимодействия и смещать температуры и поля магнитных фазовых переходов [41].

6. Нестехиометрические интерметаллиды

Поскольку соединения 4f- и 3d-металлов, как правило, характеризуются определённой стехиометрией, их количество ограничено. Синтезированы все бинарные и

многие тройные интерметаллиды, и их магнитные характеристики можно найти в справочниках и обзорах. В то же время многие структуры допускают отклонение от стехиометрии, и свойства соединений в пределах области гомогенности могут сильно различаться.

Недавно обнаружено [42], что сплавы RNi_2Mn с $R = Tb, Dy, Ho$ и Er кристаллизуются в гранцентрированную кубическую структуру типа $MgCu_2$, как соединения RNi_2 и RMn_2 , несмотря на то что отношение числа редкоземельных атомов к числу атомов переходного 3d-металла равно 1:3. Атомы Mn частично занимают как редкоземельные позиции, так и позиции Ni [43], чего ранее никогда не наблюдалось для редкоземельных фаз Лавеса. Исследования показали, что в сплавах RNi_2Mn_x кубическая структура сохраняется в широком интервале концентраций марганца [44, 45]. Обнаружено, что введение марганца приводит к резкому усилению обменных взаимодействий и значительному возрастанию температуры магнитного упорядочения (в 4–7 раз по сравнению с таковой в исходных RNi_2). Максимальная величина $T_C = 160$ К достигнута для состава $TbNi_2Mn_{0,75}$.

В системе $TbNi_2Mn_x$ с увеличением x наблюдается монотонное уменьшение спонтанной намагниченности. При введении марганца в соединение $TbNi_2$ возникает магнитный момент 3d-подрешётки, ориентированный противоположно магнитному моменту подрешётки тербия, тогда как в исходном соединении $TbNi_2$ подрешётка никеля практически не несёт магнитного момента. Кривые намагничивания ферромагнитных образцов не достигают насыщения в магнитных полях величиной до 15 Тл. Введение марганца сопровождается монотонным возрастанием коэрцитивной силы, которая обусловлена пиннингом узких доменных стенок на дефектах структуры. По-видимому, частичное замещение атомов тербия атомами марганца приводит к локальным искажениям кристаллического поля, действующего на ионы Tb. В результате формируется локальная хаотическая одноосная анизотропия, которая приводит к возникновению неколлинеарной магнитной структуры подрешётки тербия.

Исходное соединение $TbNi_2$ обладает гигантской магнитострикцией при низких температурах [46]. При добавлении марганца анизотропная магнитострикция монотонно уменьшается. К сожалению, поскольку локальная анизотропия на узлах Tb в этих материалах одноосна, магнитострикция, обусловленная редкоземельной подрешёткой, может быть реализована только в очень сильных магнитных полях. Однако само по себе существование нестехиометрических редкоземельных интерметаллидов открывает широкие возможности поиска новых магнитных материалов.

7. Заключение

Таким образом, ресурс использования магнитных материалов на основе интерметаллических соединений редкоземельных металлов с металлами группы железа далеко не исчерпан. Актуален поиск новых материалов с большими магнетокалорическими, магнитострикционными и магниторезистивными эффектами. Сохраняется значительный потенциал увеличения максимального энергетического произведения, расширения температурного интервала работы и повышения стабильности постоянных магнитов. Сегодня создание новых магнитных материалов и развитие технологии их производства в значительной степени определяют технический прогресс.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 10-02-96019) и Программой фундаментальных исследований УрО РАН (проект 12-П-23-2005).

Список литературы

1. Дерягин А В *УФН* **120** 393 (1976) [Deryagin A V *Phys. Usp.* **19** 909 (1976)]
2. Buschow K H J *Rep. Prog. Phys.* **54** 1123 (1991)
3. Попов А Г и др. *ФММ* **109** 257 (2010) [Popov A G et al. *Phys. Met. Metallogr.* **109** 238 (2010)]
4. BelozeroV Ye V et al. *Solid State Phenom.* **152–153** 54 (2009)
5. Ivanova G V et al. *J. Alloys Comp.* **509** 1809 (2011)
6. Иванова Г В и др. *ФММ* **109** 474 (2010) [Ivanova G V et al. *Phys. Met. Metallogr.* **109** 438 (2010)]
7. Gschneidner K A (Jr.), Pecharsky V K, Tsokol A O *Rep. Prog. Phys.* **68** 1479 (2005)
8. Khovailo V V et al. *J. Appl. Phys.* **93** 8483 (2003)
9. Johnson V *Inorg. Chem.* **14** 1117 (1975)
10. Markin P E, Mushnikov N V *Solid State Phenom.* **152–153** 489 (2009)
11. Kainuma R et al. *Nature* **439** 957 (2006)
12. Gerasimov E G et al. *Solid State Phenom.* **168–169** 204 (2011)
13. Felner I et al. *Phys. Rev. B* **35** 6956 (1987)
14. Mushnikov N V et al. *J. Alloys Comp.* **345** 20 (2002)
15. Voloshok T N et al. *Phys. Rev. B* **76** 172408 (2007)
16. Mushnikov N V, Goto T *Phys. Rev. B* **70** 054411 (2004)
17. Mushnikov N V et al. *J. Phys. Condens. Matter* **16** 2395 (2004)
18. Левитин Р З, Маркосян А С *УФН* **155** 623 (1988) [Levitin R Z, Markosyan A S *Sov. Phys. Usp.* **31** 730 (1988)]
19. Звездин А К и др. *УФН* **168** 1141 (1998) [Zvezdin A K et al. *Phys. Usp.* **41** 1037 (1998)]
20. Дубенко И С и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 188 (1996) [Dubenko I S et al. *JETP Lett.* **64** 202 (1996)]
21. Goto T et al. *J. Appl. Phys.* **76** 6682 (1994)
22. Александрян В В и др. *ЖЭТФ* **89** 271 (1985) [Aleksandryan V V et al. *JETP* **62** 153 (1985)]
23. Mushnikov N V, Goto T *J. Phys. Condens. Matter* **11** 8095 (1999)
24. Mushnikov N V et al. *J. Magn. Soc. Jpn.* **23** 445 (1999)
25. Sechovský V, Havela L, in *Ferromagnetic Materials: A Handbook on the Properties of Magnetically Ordered Substances* Vol. 4 (Eds E P Wohlfarth, K H J Buschow) (Amsterdam: Elsevier, 1988) p. 309
26. Mushnikov N V et al. *Phys. Rev. B* **59** 6877 (1999)
27. Yamada H *Phys. Rev. B* **47** 11211 (1993)
28. Mushnikov N V et al. *Phys. Rev. B* **66** 064433 (2002)
29. Yamada H, Fukamichi K, Goto T *Phys. Rev. B* **65** 024413 (2002)
30. Szytula A, in *Handbook of Magnetic Materials* Vol. 6 (Ed. K H J Buschow) (Amsterdam: Elsevier, 1991) p. 85
31. Герасимов Е Г и др. *ФММ* **94** (2) 49 (2002) [Gerasimov E G et al. *Phys. Met. Metallogr.* **94** 161 (2002)]
32. Gerasimov E G, Mushnikov N V, Goto T *Phys. Rev. B* **72** 064446 (2005)
33. Gerasimov E G et al. *J. Phys. Condens. Matter* **20** 445219 (2008)
34. Venturini G, Fruchart D, Malaman B *J. Alloys Comp.* **236** 102 (1996)
35. Rosenfeld E V, Mushnikov N V *Physica B* **403** 1898 (2008)
36. Розенфельд Е В, Мушников Н В, Дякин В В *ФММ* **107** 599 (2009) [Rozenfel'd E V, Mushnikov N V, Dyakin V V *Phys. Met. Metallogr.* **107** 557 (2009)]
37. Asti G, Bolzoni F *J. Magn. Magn. Mater.* **20** 29 (1980)
38. Белов К П, Звездин А К, Кадомцева А М, Левитин Р З *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (М.: Наука, 1979)
39. Терентьев П Б, Мушников Н В *ФММ* **100** (6) 50 (2005) [Terent'ev P B, Mushnikov N V *Phys. Met. Metallogr.* **100** 571 (2005)]
40. Зайков Н К и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 623 (2000) [Zaikov N K et al. *JETP Lett.* **72** 436 (2000)]
41. Terent'ev P B et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 836 (2008)
42. Wang J L et al. *Phys. Rev. B* **73** 094436 (2006)
43. Mushnikov N V et al. *Phys. Rev. B* **79** 184419 (2009)
44. Мушников Н В и др. *ФММ* **110** 223 (2010) [Mushnikov N V et al. *Phys. Met. Metallogr.* **110** 210 (2010)]
45. Mushnikov N V et al. *Solid State Phenom.* **168–169** 200 (2011)
46. Abbundi R, Clark A, McMasters O *IEEE Trans. Magn.* **16** 1074 (1980)